



TITLE:

天体磁気圏の非線形振動現象(基研短期研究会『天体現象と非線形・非平衡物理』,研究会報告)

AUTHOR(S):

花見, 仁史

CITATION:

花見, 仁史. 天体磁気圏の非線形振動現象(基研短期研究会『天体現象と非線形・非平衡物理』,研究会報告). 物性研究 1988, 50(2): 250-277

ISSUE DATE:

1988-05-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/93055>

RIGHT:

文 献

(1)例えば

- Tuchman, Y., Sach, N. and Barkat, Z., *Astrophys. J.* **234** (1979) 217.
Fadeyev, Yu. A., *Astrophys. Space Sci.*, **86** (1982), 143.
Fadeyev, Yu. A., *Astrophys. Space Sci.*, **100** (1984), 329.
Fadeyev, Yu. A., Tutukov, A., *Mon. Not. Roy. Astr. Soc.*, **195** (1981), 811.
Nakata, M., *Astrophys. Space Sci.*, **132** (1987), 337.

(2)例えば

相沢 洋二, 本研究会報告

- (3) Buchler, J. R., Kovács, G. and Goupil, M.-J., preprint, *Phys. Lett.* (submitted).
(4) Aikawa, T., *Astrophys. Space Sci.* (1987) in press.
(5) Christy, R. F., *Methods in Computational Phys.*, **7** (1967) 191.
(6) Pomeau, Y. and Manneville, P., *Comm. Math. Phys.* **74** (1980) 189.

その他, 参考になる文献として

Berge, P., Pomeau, Y., and Vidal, C., *Order within Chaos* (1984), (John Wiley and Sons : New York).

天体磁気圏の非線形振動現象

北大 理 花見 仁史

§ 1 Introduction

§ 2 宇宙における非線形振動的現象

§ 3 Accretion Diskの標準モデル

§ 4 Accretion Diskの不安定性

§ 5 MagnetosphereとAccretionDiskとの相互作用

§ 6 Nonlinear Oscillation of Magnetosphere around Compact Objects

§ 7 Nonlinear Oscillation of Radiosphere around Compact Objects

§ 8 最後に

§ 1 Introduction

近年、X-rayの観測により Rapid Burster や Quasi-Periodic Oscillation(QPO)の様な非線形振動的現象が発見されてきた。特に、「ぎんが」の観測によりそれらの時系列的性質が詳しく調べられてきている(参照; 満田、北本両氏の集録)。これらの現象はX-ray放射と関わっている事から数keV以上の高エネルギー発生機構と強く結び付いていると思われる。この高エネルギー発生は、Black Hole や中性子星などの強い重力源(Compact Objects)が周囲の星間ガスを引き寄せられ、その重力源へ落ちていくガスの重力エネルギーが解放される事により引き起こされると考えられている。さらに星間ガスは角運動量を持っている為にこれらの重力源の近傍でDisk状に集まりながら落ちていくとするAccretion Diskモデルがさまざまな高エネルギー天体現象の解釈に一般的に用いられている。

このようなAccretion Diskが関わっていそうな様々な天体の非線形振動的現象のいくつかを以下に挙げる事にする。

§ 2 宇宙における非線形振動的現象

A) Rapid Burster

これは、MXB1730-335という天体で、1976年に発見されてから、多くのX-ray観測衛星により観測されてきたが、特に「てんま」によりその特異な性質が詳しく調べられた。(W.G.Lewin and P.C.Joss, Space Science Rev. 28, 3, 1981., H.Kunieda et al., Publ. Astron. Soc. Japan 36, 215, 1984) この天体は、Burst間隔が数十秒であり、定常成分とBurst成分の強度がほぼ等しい特徴を持っている。これらの性質は Type I と呼ばれている核燃焼によるBurstとは異なる事から、この原因は流入する星間ガスの重力エネルギーの解放によると考えられ、Type II Burstと呼ばれている。また、図1, 2から見て取れる様に各々のBurstのエネルギーが次のBurstまでの時間間隔とほぼ比例する事が解る。この事から定常的Accretionの描像ではなくなんらかのAccretionしてきた物質(星間ガス)を貯める構造(reservoir)が形成されている事が示唆される。

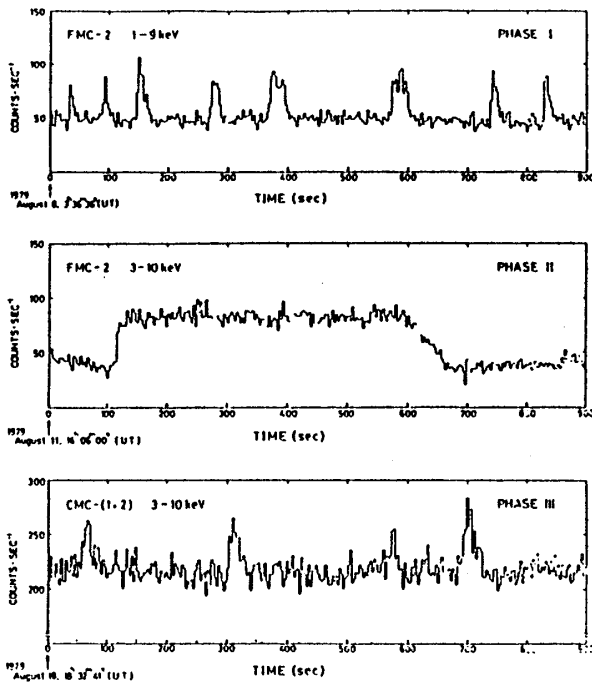


Fig. 1

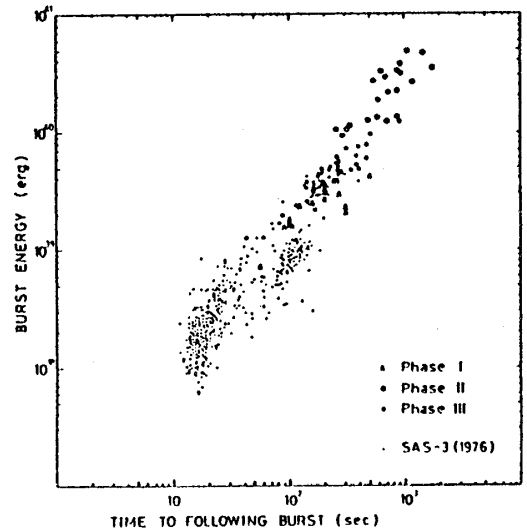


Fig. 2

B) Quasi-Periodic Oscillation(Q.P.O)

この現象は、Low Mass X-ray Binaries(LMXB)と呼ばれる中性子星を含む連星系からのX-ray放射強度の準周期的振動現象の事であり、現在のところ10個程度の天体で見つかっている。A)のRapid Bursterでも見つかっている。詳しい事は満田氏の解説で述べられると思うので、ここではQ.P.Oの基本的性質を抑えておくにとどめておく。

実際の光度のデータの時系列からは単なる雑音のようにしか認識されないが、スペクトル解析をすると $1/\nu$ でfitできるLow-frequency Noise (LFN)とその裾野にある幅を持ったQ.P.Oを認めることが出来る(図3)。LFNとQ.P.Oはなんらかの関係がありそうであるが、LFNは常に見られるがQ.P.Oは出たり出なかったりする。

さらにQ.P.Oは速いもの(10^{-5} Hz)と遅いもの(数Hz)があることも明かとなっている。これらの事から、Q.P.Oを伴うLMXBのX-ray放射機構はその構造が多重状態を取っていることが示唆される。

今のところQ.P.Oが発見されている天体は、すべてその光度が $L_x \sim 10^{38}$ erg/sと中性子星のEddington光度 L_{ed} ($=1.4 \times 10^{38}$ erg/s)にほぼ等しい。(Eddington光度 $L_{ed} (=4\pi cGM_{ns}/\kappa)$ とは、重力($=GM_{ns}/r^2$)と輻射による力($=\kappa L_x/4\pi cr^2$)が釣り合う時の光度の事である。 κ はCompton Scattering Opacityで $\sim 0.2 \text{ cm}^2 \text{ g}^{-1}$ ($T < 10^9 \text{ K}$)程度の定数と見なせて、さらに星の内部構造論から中性子星の質量がほぼ決まっ

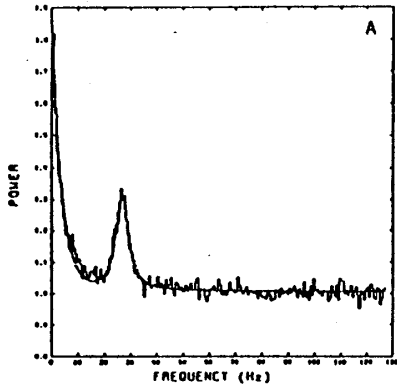


Fig. 3

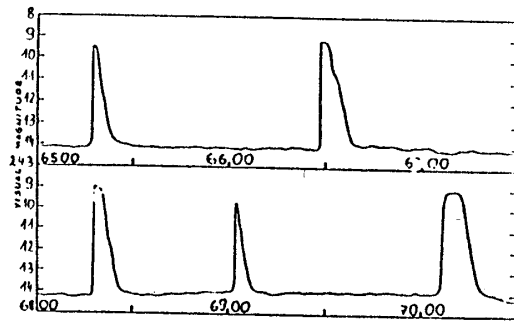


Fig. 4

てしまうので中性子星のEddington光度 L_{ed} は上のような一定値となる。),したがって、これは輻射が重要な役割をはたしている可能性がある。しかしながらただ暗い天体では発見されなかった可能性もあるので今後の「ぎんが」などによる観測ではっきりしてゆくと思われる。

C) Outburst of Dwarf Novae (激変星(Cataclysmic Variables))

図4にU Gemiの光度曲線を示した(J.S.Glasby, "The Dwarf Novae", Constable Co. Ltd. London, 201, 1970)。1855年の発見以来Dwarf Novaeの典型的な天体とされてきたものである。この様に数週間ごとに光度が30倍から100倍も増加する。この現象はOutburstと呼ばれている。この様な現象を示す天体は白色わい星とRocheの限界まで膨らんだ伴星からなる連星系とされている。

D) Outburst of Young Stars

我々の銀河内には活発な星形成が起きている領域があり、その領域にはT-Tauri星と呼ばれる若い星(Pre-main-sequence Star \leftrightarrow Main-sequence Star=太陽などの普通の星)が多く存在している。そのなかにC)の天体のように光度が100倍程

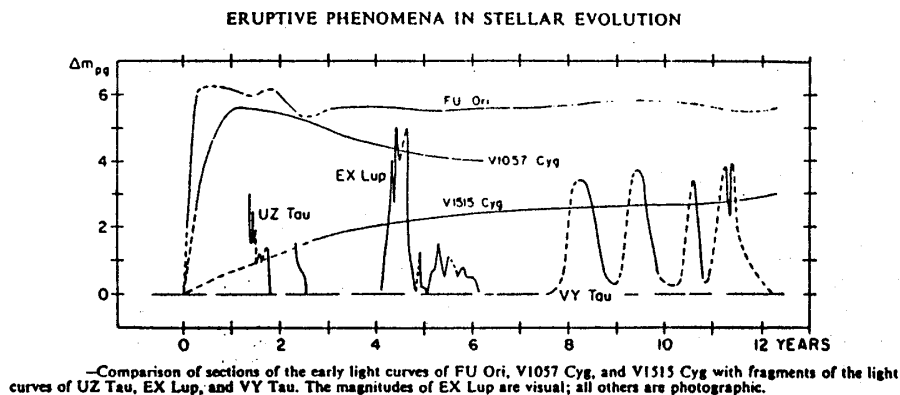


Fig. 5

度増加するものがある。図5はこれらの主なものの光度曲線を記している(Herbig, G. H., Ap.J., 217, 693, 1977)。これから数ヵ月程度で光度の増減を繰り返すものと増光の時間スケールは短いがあまり減光しないものに分かれる事がわかる。

前者はおおよそC)の振舞いと酷似しているところがあるのでC)と同様の物理機構がこの性質を決めている可能性がある。一方、後者の代表はFU-OrionであるがこのようなOutburstが周期的に起こるとすると 10^4 年程度で繰り返す可能性がある。この時間スケールはC)や前者のものと大きく違うので物理機構は別のものに求めなければならない。星形成の過程そのものに深く関わっている可能性がある。

上で挙げた天体はすべて銀河系内の天体で、特にA)、B)、C)は主星が中性子星か白色わい星である連星系であり伴星からの物質の主星へのAccretionにより形成された主星周囲のAccretion Diskの不安定性に関わる現象であると予想される。また、D)も若い星が関わっていることから、星形成期のAccretion過程と関係した残されたAccretion Diskなどの不安定性によるものと思われる。

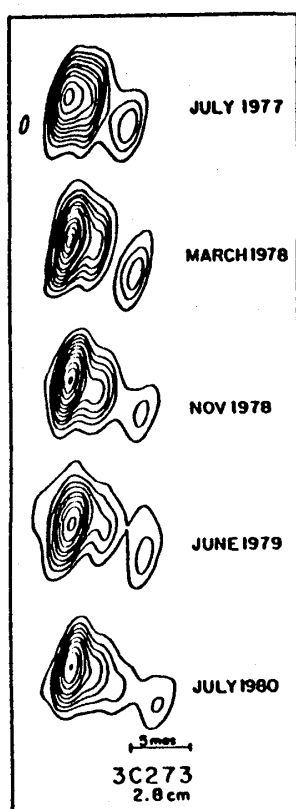
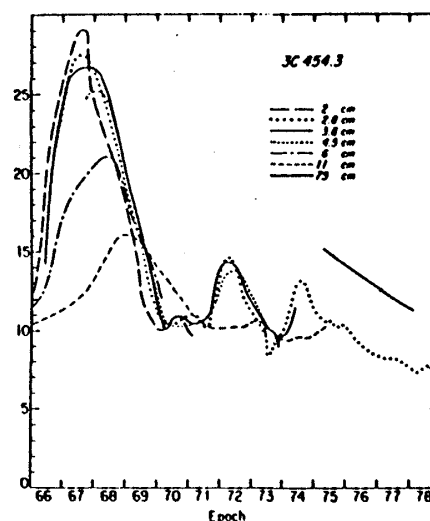


Fig. 6



Flux density variations observed in the quasar 3C 454.3 over a range of wavelengths. Data are from Andrew et al. (1978), Altschuler & Wardle (1976), Kellermann & Pauliny-Toth (1968 and unpublished), Dent et al. (1974), Dent & Kaptisky (1976), Dent & Kojan (1972)

Fig. 7

E) Superluminal Motion and Variability of QSO

図6はQSOの3C273と呼ばれる天体のVLBIにより得られた電波強度のマップである(Pearson, T. J., et al., Nature, 290, 365, 1981.)。QSOは強いエネルギー($L_{\text{radio}} < 10^{46} \text{ erg/s}$)を出す遠くの活動的銀河の中心核と考えられている。図からすぐ見て取れる様にQSOの中心核から非定常的な物質放出が起きていると解釈できるが問題はみかけの中心核からの距離の変化と変化の時間から求めた速度は光速を越えてしまう($\sim 10c$)。これは、Superluminal Motionと呼ばれており、光速に近い速度で放出された物質の速度方向と我々に対する視線方向がほぼ近い場合における相対論的効果によると考えられている。しかしながら、なぜこのような非定常的な物質放出が起きている原因ははっきりしていない。

また、図7はQSOの3C454.3の電波強度の時間変化を表したものである。各々の線についている数は観測した電波の波長である。初め電波の高い振動数から変化が始まって次第低い振動数へと変化していくことがわかる(K. I. Kellermann and I. I. K. Pauliny-Toth, Ann. Rev. Astrophys., 373, 19, 1981.)。これらからもQSOの中心核において非定常なエネルギー放出現象が起きている事が示唆される。さらに高い振動数の電磁場であるX-rayの観測では光度に数日程度の変動がみられる事からエネルギー放出が $10^{15} \text{ cm} (\sim c\Delta t)$ 以下のサイズで起こらなければならない。また、X-rayの観測による光度変動の時系列解析から、Q.P.OのLFNに酷似した $1/\nu$ のスペクトルを持つ活動的銀河中心核も発見されている(満田氏の集録参照の事)。エネルギー放出のプロセスとしては、Supermassive Black Hole($\sim 10^8 M_{\odot}$)への物質のAccretionが有力であるがやはり非定常性の原因はよくわかっていない。

観測技術の発達により発見されて、最近興味を持たれている宇宙における非線形振動現象のいくつかを上に掲げた。その他に、星の脈動等の興味深いものも多くあろうが、ここでは中心天体の強い重力に引かれて落下する物質の重力エネルギーの解放というAccretionの過程が現象を支配していると思われるものに限った。このAccretionの過程は、基本的には落下する物体の角運動量が重要になり、宇宙物理の理論上の問題として多くの人々により調べられてきた。次にこのAccretion Diskの理論について簡単にまとめておくことにする。

§3 Accretion Diskの標準モデル

A)基本方程式

先ず、簡単のため自己重力が無視でき、回転対称で、幾何学的に厚さの薄いAccretion Diskを考える事にする。この幾何学的に厚さが薄いという仮定はDiskに垂直な方向と半径方向とに構造と動力学的性質を分離して議論することを可能にする。Diskの垂直方向は静水的平衡状態にあるとすると、Diskの厚さHは、重力の垂直方向の成分($\rho g_z = -GM\rho/r^2 \cdot H/r$)と圧力の力($-\nabla P \sim P/H$)との釣り合いで決まる。従って、
$$H/r = (2RT/r/GM)^{1/2} \sim V_s/V_\phi \quad (1)$$

ここでRはガス常数、TはDisk中心面での温度、 V_s は音速、 V_ϕ は回転速度である。一方、半径方向の運動は殆ど回転方向の運動に較べて無視でき、その方向の圧力のgradients V_s^2/r が重力 GM/r^2 と較べて小さくてほぼKepler運動(角速度; $\Omega = (GM/r^3)^{1/2}$)による遠心力で重力と釣り合っているとすると、viscosityがあると $d\Omega/dr \neq 0$ のため、shear運動が摩擦によるストレスを引き起こす。

$$\tau_{r,\phi} = \mu r d\Omega/dr \quad (2)$$

この効果により、角運動量が輸送され、ガスは回転しながら中心に向かって落ちて行く。

この過程を記述する質量保存の式と回転方向の運動方程式は、以下の通りである。

$$\partial(2\pi r\Sigma)/\partial t - \partial M/\partial r = 0 \quad (3)$$

$$\partial(2\pi r\Sigma r^2\Omega)/\partial t - \partial((M-3\pi f)r^2\Omega)/\partial r = 0 \quad (4)$$

ここで、MはAccretionする物質の割合である。 Σ はSurface Densityで、

$$\Sigma = \int \rho dz \quad (5)$$

$$f \text{ は viscosity の積分、 } f = \int \mu dz \quad (6)$$

(4)の第二項は(2)の摩擦による角運動量の輸送から得られる。(3)と(4)からMを省略すると、

$$\partial\Sigma/\partial t = 3/r \partial(r^{1/2} \partial(r^{1/2} f)) \quad (7)$$

となり、よく知られた非線形拡散方程式に帰着できる。

もし、 f が Σ と r の関数で表現できるなら、(7)の両辺に $\partial f / \partial \Sigma$ をかけることで $\partial f / \partial t$ を得ることができる。このときの拡散係数は $D=3 \partial f / \partial \Sigma$ である。 $\partial f / \partial \Sigma \sim f / \Sigma = \nu$ はDiskのKinematic Viscosityを表している。

摩擦のDiskの加熱 Q_+ により発生した熱は輻射により放出され、Diskを冷却 Q_- する。幾何学的に薄いDiskは普通(C)で述べる様に半径方向と垂直方向を分離する事が可能になり、熱エネルギー収支を表す方程式は次の様に成る。

$$C_v(dT_c/dt - (\Gamma - 1)T_c/\Sigma d\Sigma/dt) = Q_+ - Q_- \quad (8)$$

ここで、 C_v は比熱、 T_c は、Disk中心の温度である。(C)も参照の事) 加熱率はKinematic Viscosityを使うと、

$$Q_+ = 9/4 \nu \Sigma \Omega^2 \quad (9)$$

と表せられる。 Q_- は一般的には物質の性質により密度 ρ 、温度 T による。

すぐ見てわかる様に、(7)の解は $\partial f / \partial \Sigma > 0$ では安定だが、 $\partial f / \partial \Sigma < 0$ では不安定になる。従って、viscosityなどの物理的素過程が明らかになれば、(7)からAccretion Diskの動力学振舞いを調べる事が可能になる。

B) Viscosity

A)で述べた様にDiskの振舞いはviscosityに依存する。このviscosityがどのような物理過程から来るものかを調べてみよう。議論をしやすい様に、viscosity ν による典型的な半径方向の拡散時間 $t_d = r^2 / \nu$ を導入しておこう。

ガスのなかの分子の衝突による拡散係数を取ると拡散時間が非常に長くなってしまう。これは λ が平均分子間距離とすると H/λ が非常に大きいことに基本的によっている。従って分子運動による拡散の影響は宇宙空間では重要でない。

ShakuraとSunyaev(Astron. Astrophys., 24, 337, 1973)及びNovikovとThorne(in "Black Holes", C. DeWitt, B. S. DeWitt, eds. Gordon & Breach, New York, 1973)は、Diskの中が乱流状態にあるとして分子拡散ではない乱流Viscosityの影響を摩擦のストレスと圧力を結び付ける無次元量 α を導入する事で考慮したモデルを提出した。

これは α -Diskモデルと言われている。

$$\tau_r, \phi = \alpha P \quad (10)$$

Accretion Diskの問題では乱流の最も大きい渦はH程度に制限されるので、普通 α の値は $10^{-2} < \alpha < 1$ の範囲にあると考えている。これよりviscosityは、

$$\nu \sim \alpha \rho H v_s \quad (11)$$

これから、 $\alpha < 1$ は乱流による拡散速度の上限は音速である事と等価でもあるのが解る。

もう一つの主なviscosityの候補は磁場によるストレス、

$$\tau_{r\phi} = BrB\phi / 4\pi \quad (12)$$

である。(8)で導入したパラメーター α は磁場とガスの圧力の比と捕らえなおせば、(9)はこの場合にも同じ様に使うことが出来る。

C) Diskの垂直構造

これらの摩擦により最終的には回転エネルギーが熱エネルギーに変換される。この熱による圧力がdiskの厚みを支え、この熱エネルギーはさらに輻射としてDisk表面から放出される。摩擦による熱生成率はthermal time scale $t_{th} \sim P / \tau_{r\phi} / \Omega = 1 / \alpha \Omega$ に支配される。熱拡散率 $\nu_{th} \sim H^2 / t_{th}$ となり、これはKinematic Viscosity $\nu \sim \mu / \rho = H^2 / t_{th}$ と同じになる。半径方向の拡散時間は

$$t_d = r^2 / \nu = (r/H)^2 t_{th} \quad (13)$$

幾何学的に薄い($r/H > 10$)Diskでは、半径方向の拡散によるTime scaleはThermal Time scaleの1000倍ほど大きくなる。力学的にはより短いtime scale $H/V^s \sim 1/\Omega$ で平衡に達するので t_{th} の時間スケールでDiskは力学的にも熱的にも平衡状態にある。従って、Diskの垂直方向の構造は静水圧平衡状態で内部での摩擦による熱エネルギー解放と輻射または対流によるエネルギー輸送とで熱的に釣合って決っている。この構造を求める事は、殆ど星の内部構造を求める事に近い。輻射輸送も含めたDiskのガスの状態を正確に押さえなければならないので構造を求める事は難しいので定常的でDisk内部の物理状態が大きく変化する解離領域などがなければ、垂直方向は構造を潰して議論する事が多い(N.I. Shakura and R.A. Sunyaev, Astron. Astrophys. 24, 337, 1973)。Diskの内部に例えば原子の解離する様な熱的性質を大きく変化させる領域がある場合は輻射や対流の輸送を考慮して垂直方向の構造を求めなければならない。最終的に得られたDiskの垂直方向の構造解は光学的に厚いDiskではその光学的厚さ、光学的に薄いDiskではそのScal

e Height H に相当する Z_0 とDiskの表面の単位面積から放出される輻射エネルギー束 F を各半径 r でのSurface Density Σ の関数として与える。

$$\begin{aligned} Z_0 &= Z_0(\Sigma, r) \\ F(Z_0) &= F(\Sigma, r) \end{aligned} \quad (14)$$

これは、普通の星の質量と半径、質量と光度の関係と同等のものである。従って、Accretion Diskは核反応ではなく、重力エネルギーを摩擦により輻射エネルギーに換えて光るDisk状の星という描像がとれる。単位面積から放出される輻射エネルギー束 $F(Z_0)$ は、Viscosityによる熱発生の結果放出されるので定常な場合以下のように書き直せる。

$$F(Z_0) = 9/8 \cdot GM/r^3 \cdot f(\Sigma, r) = Q. \quad (15)$$

従って、(12)はViscosityとSurface Densityとの関係 $f(\Sigma, r)$ を与え、Accretion Diskの安定性の議論に重要な働きをする。

D) 定常状態のDisk (Standard α -Disk Model)

C)で述べた様にDisk内の熱的性質が大きく変化する領域がなければ垂直方向の構造を潰して考える事ができる。Diskの中心面からの距離を Z とするとある Z での輻射エネルギー束 $F(Z)$ は

$$F(Z) = -16\sigma T^3/3\kappa\rho \cdot \partial T/\partial Z \quad (16)$$

となる。ここで σ はStefan-Boltzmann常数、 κ は単位質量当りの物質の不透明度である。Diskのなかで発生し表面に出てくる輻射に対するDiskの不透明度を表す光学的厚さ τ を以下の定義する。

$$\tau = \int \rho \kappa(\rho, T_c) dZ = \rho H \kappa(\rho, T_c) = \Sigma \kappa \quad (17)$$

T_c はDisk中心の温度。垂直方向を潰して考えると、中心温度と放出される輻射エネルギー束 $F(Z_0)$ との関係式を次の様にえる。

$$4\sigma T^4/3\tau = F(Z_0) = Q. \quad (18)$$

定常状態の解を得るための方程式の組を描えるには、 $\kappa = \kappa(\rho, T_c)$ の不透明度の性質、定常の時の質量保存則、角方向の運動方程式から得られる回転エネルギーと輻射エネルギーの変換の釣合則等が必要である。集めると、

$$\rho = \Sigma / H \quad (19a)$$

$$H = V_s r^{3/2} / (GM)^{1/2} \quad (19b)$$

$$V_s = P / \rho \quad (19c)$$

$$P = \rho kT/R + 4\sigma T_c^4/3c \quad (19d)$$

$$4\sigma T_c^4/3\tau = 3GMM/8\pi r^3 \cdot \eta \quad (19e)$$

$$\nu \Sigma = M/3\pi \cdot \eta \quad (19f)$$

$$\nu \sim \alpha \rho H v_s \quad (19g)$$

$$\kappa = \kappa_0 \rho^2 T^{-7/2} \quad (\text{cm}^2 \text{g}^{-1}); \kappa_0 \sim 4.3 \times 10^{24} (\text{g}^{-2} \text{cm}^5 \text{K}^{7/2}) \quad (19h)$$

輻射圧が無視できれば、これらから、 ρ 、 Σ 、 H 、 V_s 、 P 、 T_c などが M 、 M 、 r の関数として得られる。

$$\Sigma = 5.2 \alpha^{-4/5} M'^{7/10} M^{1/4} r'^{-3/4} \eta'^{14/5} \text{ gcm}^{-2} \quad (20a)$$

$$H = 1.7 \times 10^8 \alpha^{-1/10} M'^{3/20} M^{-3/8} r'^{9/8} \eta'^{3/5} \text{ cm} \quad (20b)$$

$$\rho = 3.1 \times 10^{-8} \alpha^{-7/10} M'^{11/20} M^{5/8} r'^{-15/8} \eta'^{11/5} \text{ gcm}^{-3} \quad (20c)$$

$$T_c = 1.4 \times 10^4 \alpha^{-1/5} M'^{3/10} M^{1/4} r'^{-3/4} \eta'^{6/5} \text{ K} \quad (20d)$$

ここで $\eta' = (1 - (r^*/r)^{1/2})^{1/4}$ 、 $r' = r/10^{10} \text{ cm}$ 、 $M' = M/M_\odot$ 、 $M' = M/10^{16} \text{ g/s}$ である。

この様に、乱流のよくわからない部分を α というパラメーターに置くことでAccretion Diskの基本的性質を調べる事ができた。

§4 Accretion Diskの不安定性

A) 熱的不安定性

Diskが定常状態にあったとしても、冷却率が温度が増加すると大きくなるような場合、入ってくる熱量が少し大きくなるゆらぎが存在した時、温度が益々上昇してしまう事が起きる。またはその逆も起こる。このような場合、定常状態ではなくなり加熱率を Q_+ ($=3GMM/8\pi r^3 \cdot \eta$)、冷却率を $Q_-(\rho, T)$ とすると時間に依存する基本的な熱エネルギー収支の関係(7)に戻って考えなければならない。熱的不安定性が起きる条件は、

$$\partial \ln Q_+ / \partial \ln T > \partial \ln Q_- / \partial \ln T \quad (21)$$

と成る。ただし、 Σ を一定にしておいてもとで微分を行った。(J.E. Pringle et

al., Astron. Astrophys., 29, 179, 1973., N. Shibazaki and R. Hoshi, Prog. Theor. Phys., 54, 706, 1976.)

B) The Lightman-Eardley 不安定性

§2で求めた定常状態の解は、輻射圧、電子による散乱を無視した場合のものであった。1974年にLightmanとEardley(Ap. J. Lett., 187, L1, 1974)は、電子による散乱が支配的になり、輻射圧 P_r がガス圧 P_g の3/2以上に成ると定常 α Diskが不安定に成ることを発見した。この状況は中心星が中性子星または、Black Holeの場合に起こりうる。

まず、 α が一定としてこの不安定性を調べて見よう。(1)を輻射圧優勢の場合にも適用できる様書き直すと、

$$H^2 \sim 2P/\rho \Omega^2 \quad (22)$$

これより、 $P_g \gg P_r$ の場合は(1)と同じだが、 $P_g \ll P_r$ の場合は、

$$H \sim 4\sigma T_e^4/3c\Sigma\Omega \quad (23)$$

また、(15)の右辺の摩擦による熱発生率と(18)の右辺の輻射による冷却率を次のように書き換えておく。

$$Q_+ \sim 3/2\alpha H\Omega P \quad (24)$$

$$Q_- \sim 2\sigma T^4/3\tau\Sigma\kappa \quad (25)$$

平衡状態では熱発生と冷却率の比 $q=Q_-/Q_+$ は1となっているはずである。熱不安定性の議論と同様に $\delta q/\delta T < 0$ のとき不安定になる。従って、摩擦が全圧力 P に比例する場合 $\tau_r\phi = \alpha P$ 、(22)から(25)までを使って、二つの典型的場合についての安定性が以下のように示せる。

$$P_g \gg P_r, \quad q = 8\sigma T^3/9\alpha\Sigma^2\kappa\Omega R, \quad \delta q/\delta T > 0 \quad \text{安定} \quad (26a)$$

$$P_g \ll P_r, \quad q = c^2\Omega/3\alpha\kappa\sigma T, \quad \delta q/\delta T > 0 \quad \text{不安定} \quad (26b)$$

しかしながら、摩擦がガス圧 P_g にのみ比例する場合 $\tau_r\phi = \alpha P_g$ には、 $P_g \ll P_r$ でも(26a)と同様に安定化される。

$$P_g \ll P_r, \quad q = 8\sigma T^3/9\alpha\Sigma^2\kappa\Omega R, \quad \delta q/\delta T > 0 \quad \text{安定} \quad (26c)$$

標準モデルでは、Viscosityはガスの乱流によるものと考えているので α が一定であれば(26c)のほうが自然である。

上までの議論では α を一定と仮定してきたが、Diskの厚さに依存する場合は話が変わってくる。例えば、

$$\alpha = \alpha_0 (H/r)^n \quad (27)$$

のような依存性を持つ場合は、摩擦がガス圧 P_0 にのみ比例としても、

$$P_0 \ll P_r, \quad q \sim T^3 \alpha \sim T^{3-4n} \quad (28)$$

から、 $n < 3/4$ ならば安定、 $n > 3/4$ ならば不安定と成る。対流不安定性が起きてDiskが膨らんだときなどは、 α に対して $n > 3/4$ となる可能性があると思われる。

C) Dwarf Novaeの不安定性

Diskの温度が水素の再結合が起きる($T < 10^4 K$)ほど低くなるとDwarf NovaeのAccretion Diskについてはその熱的な安定性が問題に絡む為、定常の場合でもDiskの垂直方向の構造を求めなければならない。多くの研究者により調べられている。(R.E.Williams, Ap.J., 235, 939, 1980., R.Tylenda, Acta.Astron., 31, 127, 1981., F. Meyer and E. Meyer-Hofmeister, Astron.Astrophys., 106, 34, 1982., H. Mineshige, and Y. Okaki, Publ. Astrn. Soc. Japan 35, 377, 1983.) 得られた結果からある半径をとるとViscosity η とSurface Density Σ の関係が図8のように示せる。温度が高い状態と低い状態の二つの安定な状態の間に不安定領域が現れる。これは、水素の電離により κ の温度依存性が変化し、光学的に厚い状態と薄い状態に電離を境に分かれて、輻射冷却の影響の仕方が変わる事とさらに対流が発生する事によっている。(R.Hoshi, Prog.Theor.Phys., 61, 1307)図に示されたS型からLimit Cycle的振動が起きることが期待出来る。(G.T. Bath and J.E. Pringle, Mon. Not. Roy. astron. Soc. 194, 947, 1981.)ちょうど、不安定なBlanchの M, Σ を取ろうとするDiskは二つの安定状態の間を振動する。Diskの半径方向にたいして(7)、(8)のような拡散方程式系で振動子がつながっているような描像が描ける。従って、ある半径で一つの状態から一方の状態に遷移すると物質と熱が拡散してその近傍の点も状態が遷移する事になり、波としてこの遷移が伝わってゆく。

この不安定性によりDwarf Novaeの光度曲線を説明するモデルが有力である。

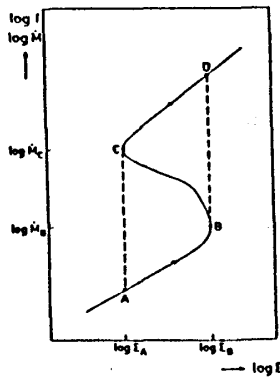


Fig. 8

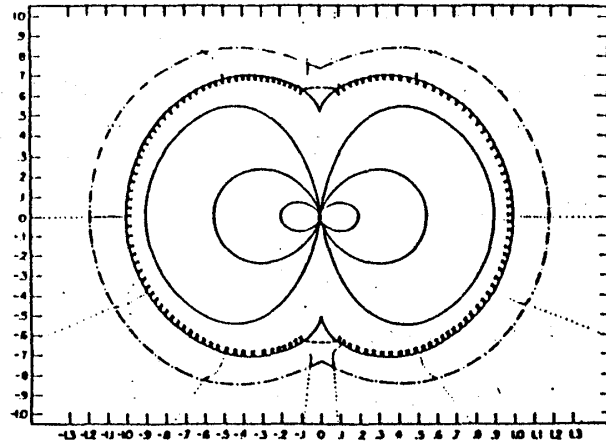


Fig. 9

§5 MagnetosphereとAccretion Diskとの相互作用

これまでの、主に磁場の影響が無視できる場合について主に見てきた。中性子星が中心星である場合、磁場を持っている事が予想され、Diskへの影響は無視できない。この星近傍の磁場が強い領域はMagnetosphereと呼ばれる。この様な領域では§2で触れたストレスのDisk内の角運動量輸送への影響や、中性子星への物質のAccretionを止める効果などがある。

A) Magnetopause

a) Spherical Accretion

上で述べた後者の効果を降り積もる物質の角運動量が無視できて球対称に落ちてくる場合の影響を調べて見よう。Accreteしてきた物質とMagnetosphereとの相互作用の結果、形成された境界をMagnetopauseと呼ぶ。この位置は外部の落ちてきた物質の圧力（～単位表面積当りの重力）と内部のMagnetosphereの磁場の圧力と釣り合うところで決まる。中性子星がMoment μ の双極子磁場を持っていて、 V_{ff} で自由落下してくる物質をMagnetopauseで支えてるとする。この圧力平衡の関係、

$$\rho V_{ff}^2 = (2\mu / r^3)^2 / 8\pi \quad (29)$$

に定常自由落下のときの密度、速度、 $\rho = M / 4\pi r^2 V_{ff}$ 、 $V_{ff} = (2GM/r)^{1/2}$ を用いるとMagnetopauseの位置がもとまる。

$$R_m = (2^{1/2} \mu^2 / M(GM)^{1/2})^{2/7} \quad (30)$$

これより、中性子星の表面での磁場が 10^{12} G程度の時、Magnetopauseの位置は 10^8 cm程度になる。実際にはMagnetopauseの上部で定在衝撃波が形成される。このときの構造は、AronsとLeaにより求められており(Ap.J., 207, 914, 1980.)、図9にそれを示した。

b) Disk Accretion

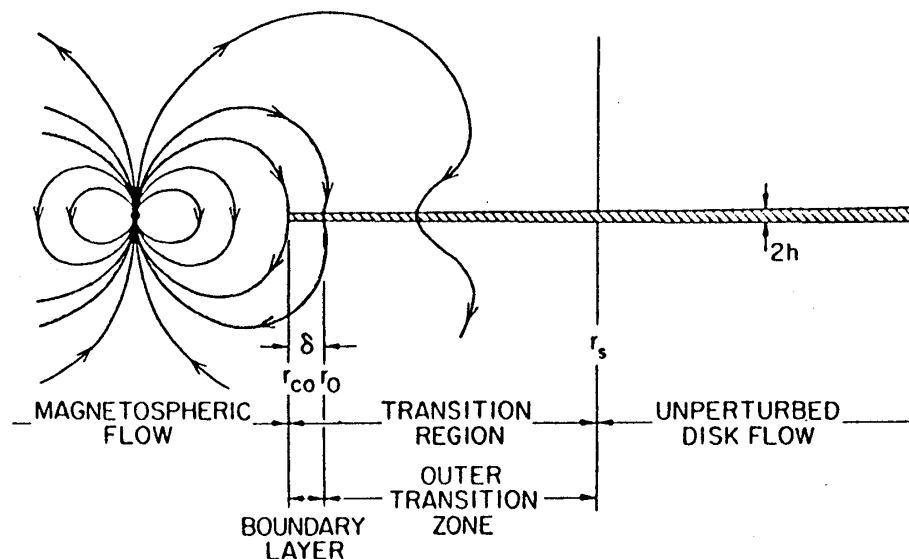
物質がDisk状にAccreteする場合でも、同様にMagnetosphereの磁気圧で流れが止められる。Magnetopauseの所でa)と同様にDiskの圧力と磁気圧で釣り合っている。(29)の動圧の代わりにDisk内の圧力をおく。

$$P = (2\mu / r^3)^2 / 8\pi \quad (31)$$

Pは(19)から $P = GM\rho H^2 / r^3$ となり、定常状態であるとする、Diskの内縁であるMagnetopauseの位置は、

$$R_{md} \sim 0.2 \times R_m \quad (32)$$

と成る。このような描像を磁気双極子とDiskの回転軸が平行の場合のものを図10に示した。しかしながら、上の換算は定常状態を仮定したもとで成された。Magnetopause(Boundary Layer)近傍では§2のB)で触れた磁場のストレスによる角運動量輸送が重要になり、むしろ非定常的に角運動量を殆ど失って自由落下に近い状態でAccreteすると思われる。



-Side view of an accretion disk surrounding an aligned rotator, illustrating the character of the flow solutions obtained by Ghosh and Lamb (1978, 1979a,b).

Fig. 10

磁気双極子の軸とDiskの回転軸が揃っている場合は、Diskから中心星への角運動量輸送によりバルサーの自転のスピンアップ（ダウン）の機構について調べられている(P.Ghosh and F.K. Lamb, Ap.J., 234, 296, 1979.)。

B) 磁場が関わる不安定性

a) Rayleigh-Tayer不安定性

図9のようにMagnetopauseが形成された時、安定であればその領域はほぼ静水圧平衡にあると考えられる。

$$\partial P / \partial r = -\rho g \quad (g = GM/r^2) \quad (33)$$

従って $\partial P / \partial r < 0$ でなければならないから(底のほうで圧力がたかくなければならない)、Magnetopauseの厚みを Δ とおき、その底の圧力 $P_b = B^2 / 8\pi$ をつかうと、

$$2P_b > \rho g \Delta \sim \rho V_{rf}^2 / 2 \quad (34)$$

を満たさなければならない。ところが、この領域は比較的密度が高く輻射冷却が無視できなく温度の低下により(34)の条件が満たさなくなる。このような場合、Rayleigh-Tayer不安定性が成長して(図11)、MagnetosphereのなかにClump状になった物質が落下していく(図12、Aron and S.M. Lea, Ap. J., 207, 914, 1976)。

b) Kelvin-Helmholtz 不安定性

回転しているDiskとMagnetosphereとの相互作用すると両者の回転速度の違いによりKelvin-Helmholtz不安定性が発生すると考えられる。この不安定性でもClumpが形成される。磁場の軸がDiskの回転に垂直方向に向いているときは物質の回転とMagnetosphereの磁場の軸の位相が合った時Clumpが軸に沿って星に落下する事が期待される(U. Anzer and G. Boner, Astron. Astrophys., 83, 183, 1980.)。この考え方に基ずいたQ.P.Oを説明しようとする試みもある。このモデルはBeat Frequency Modelと呼ばれている(F.K. Lamb, et al., Nature, 317, 24, 1985)。

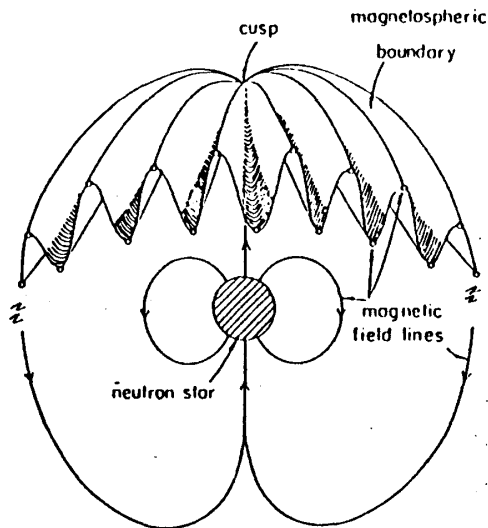


Fig. 11

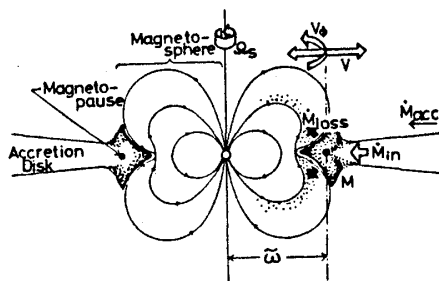
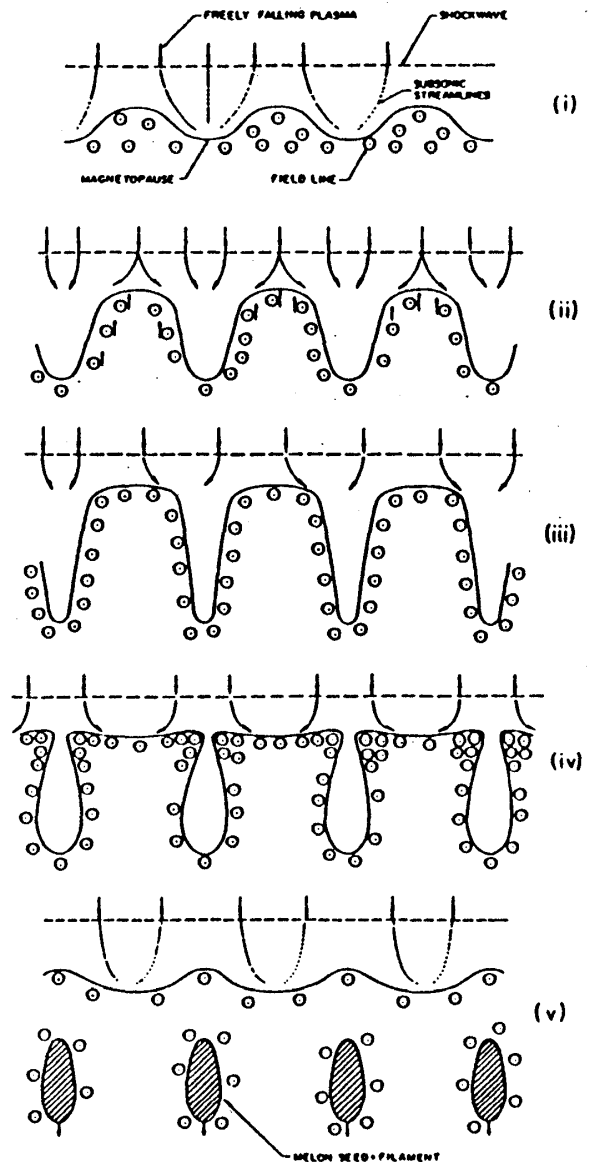


Fig. 13



Development of interchange instability. Adopted from ref. [18].

Fig. 12

§ 6 Nonlinear Oscillation of Magnetosphere around Compact Objects

A) 非線形振動Accretionのモデル

上で見てきたように、中心星が中性子星の様な磁場を持っている場合、Magnetopauseが形成され、そこにDiskからAccreteしてきた物質が溜り、不安定性が成長する。時間平均的に見れば起きている現象は図9の定常的描像でほぼ捕らえられようが、近年の発達したX-ray観測技術により、時間分解能が向上すると定常的描像

では捕らえられない現象が見えてくる事に成る。Q.P.Oは正にその典型的現象と言えるであろう。従って、このような非定常的現象を捕らえるモデルを考える(II. Hamami, Mon. Not. Roy. astron. Soc. submitted, 1987.)。

図13にモデルの概観を示した。Magnetosphereの磁場の影響が無視できるAccretion DiskとMagnetosphereの間に形成されたMagnetopauseを質量 m 、単位質量当りの角運動量 h 、半径方向の速度 V をもつ半径 r のリングと見なす。半径方向の厚さは無視できうるとし、Scale Heightは L とする。このリングにDiskから落下した物質が溜り、不安定性の成長により星に落下する。Magnetopauseから落下した物質は磁場に沿って星表面に衝突し、熱化され輻射を発生させ、これを我々は観測している事になる。

半径方向の運動方程式は次のようになる。

$$m dV/dt = (B_o^2 - B_{ob}^2) 2\pi r 2L / 8\pi + m g - m_{in} V_d \quad (35)$$

$$g = -GM/r^2 + h^2/r^3 \quad (36)$$

$$dr/dt = V \quad (37)$$

$$B_o = \mu / r^3 \quad (38)$$

ここで m_{in} 、 V_d 、 B_{ob} は各々DiskからMagnetopauseに加わる質量の割合(Diskの定常Accretion率 m_{acc} にほぼ等しい)、Magnetopauseとdisk内の物質との半径方向の速度差、とBackgroundの磁場を表している。MagnetopauseにはDiskから物質が加わるだけでなく、上で見たように加速度 $g_{eff}(=dV/dt)$ が正なら、Rayleigh-Taylor不安定性によりMagnetosphereのなかに物質が落下し失われる事もおきる。Rayleigh-Taylor不安定性の成長率は線形解析から、

$$\omega \sim (g_{eff} k)^{1/2} \quad (39)$$

となる。ここで k は揺らぎの波数である。質量損失率 m_{loss} に一番影響を与えられる波数は、Magnetopause全体でCoherentに不安定性を引き起こす揺らぎのものと考えると、半径の逆数程度と考えられるので、

$$m_{loss} = m \omega = m (g_{eff} / r)^{1/2} \quad (40)$$

これから、Magnetopauseに対する質量保存則は、

$$dm/dt = m_{in} - m_{loss} \quad (41)$$

定常状態であれば上述した様に磁場によるストレスを考慮しても、 α -モデルで記述できるが、今の場合、非定常な回転方向の運動方程式を解かなければならな

い。

$$mdh/dt = B_0 B \phi 2\pi r^2 2L/4\pi + m_{in} h_0 \quad (42)$$

$$h_0 = (GM/r)^{1/2} r \quad (43),$$

ここで、 h_0 は半径 r でのDiskの物質の単位質量の角運動量である。

(42)の右辺の第一項は磁場によるトルクを表しているが、 $B\phi$ を求めなければならない。それには、MHD(Magnetohydrodynamics)の方程式の磁場の時間変化を記述するInduction Equationを解かなければならない。軸対称性を仮定し、磁場のPoloidal成分(回転方向に垂直な方向成分)は双極子配位からずれなく外部の磁場の影響を無視すると、

$$DB\phi/Dt = -B_0(V\phi_0 - V_{ms})/L - m_{loss} B\phi/M \quad (44)$$

を得る。ここで $V\phi_0 = h/r$ 、 $V_{ms} = \Omega_s r$ はMagnetopauseとMagnetosphereの回転速度である(Diskの回転速度の方向を正と取る)。Magnetosphereの回転は内部のAlfven速度が速いので剛体回転と見なせる。(44)の第一項はMagnetopauseの物質とMagnetosphereの回転速度のずれにより B_0 を回転方向に引きずる事による $B\phi$ の生成、第二項は、Magnetosphere内に落下する物質と共にMagnetopauseから失われる $B\phi$ を表している。

これらの方程式により、Magnetopauseの動力学の性質を記述される。この方程式系は四つの常微分方程式から成るので、Poincare-Bendixonの定理より一般には非線形振動が発生しうる。元々、無限自由度のMHD方程式系から有限自由度の常微分方程式系が得られた事になり、Lorentzが乱流の発生の説明の為にLorentzモデルを導出したのと同様である。

実際に数値的に解を求める時にはこれらの方程式を無次元化したもので計算した。この動力学の性質を左右する制御パラメーターはDiskのAccretion率 m_{acc} と中心星の角速度 Ω_s である。

B) 結果

無次元化した m_{acc} と Ω_s のとりかたによりその動力学の性質が大きく三つに分類出来た。性格は、しばらく振動するが広がってしまうもの(Expansion case)、Limit Cycle的周期振動、カオス的振動に分かれた。六つのcaseについて表1にまと

めておいた。また、図14は各々について無次元化した m_{loss} と m の時間変動を表している。図15にcase(c)、(f)についての速度と半径の位相空間上での軌道を表した。結果として、 $\Omega_s > 0$ なら、つまりDiskと星の回転の方向が一致してる場合は周期的振動、 $\Omega_s < 0$ 、両者の回転方向が逆ならカオス的振動が発生する場合がある事が解った。

振動のスペクトル解析をすると確かに $\Omega_s < 0$ の場合Power Law的スペクトルが出てくる(図16)。

	Ω	$\dot{\Sigma}_{acc}$	dynamics
case (a)	1.0	3.00	Periodic
case (b)	-1.0	2.50	Expansion
case (c)	-1.0	2.53	Chaotic
case (d)	-1.0	3.00	Periodic
case (e)	0.0	1.00	Periodic
case (f)	-1.0	2.80	Periodic

表1

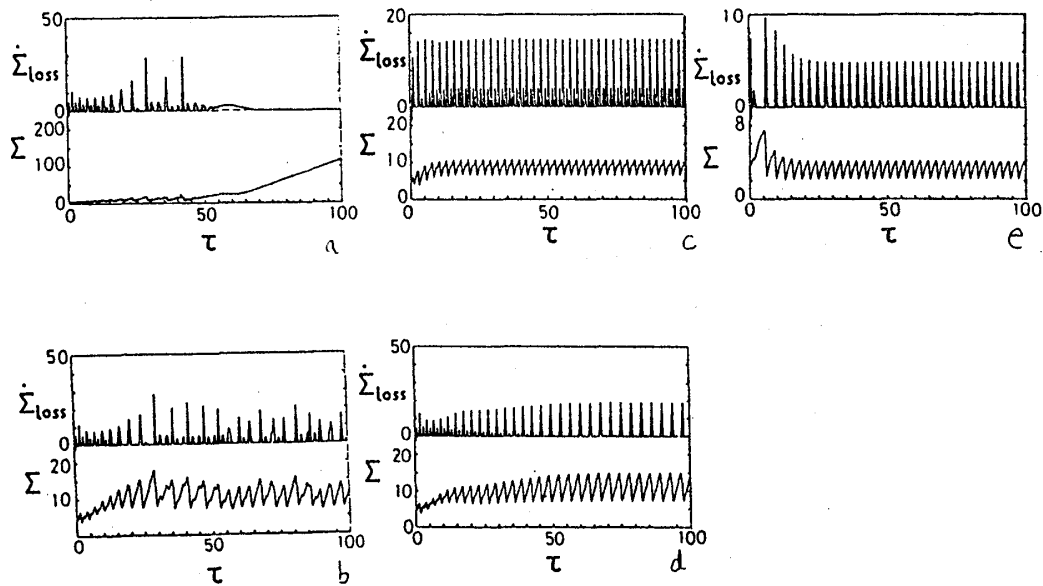


Fig. 14

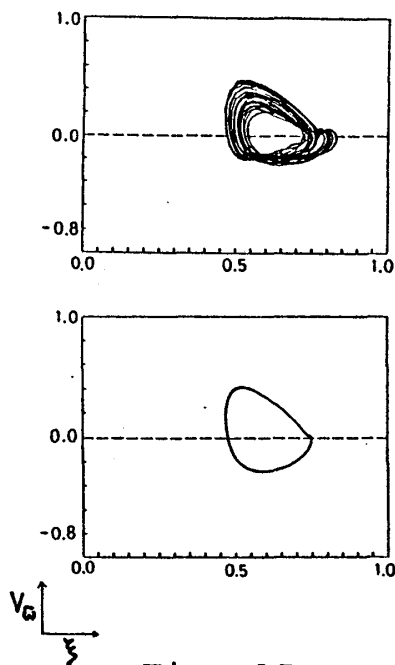


Fig. 15

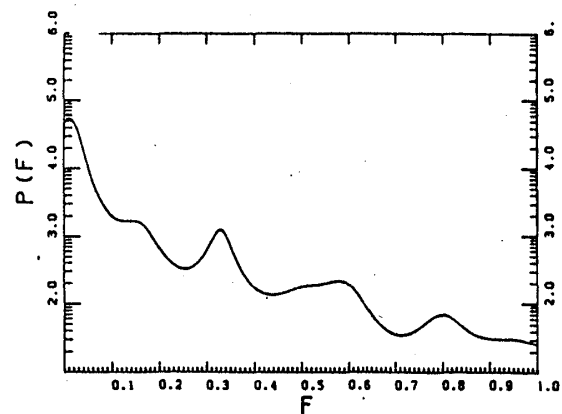


Fig. 16

C) 結果の物理的解釈

上で述べたようにカオス的振動の発生は星の回転方向のとり方に深く関係していると思われる。この原因を明確にするため思考実験的に調べる事にする。得られた結果は、常に質量が変動しているが、仮想的にMagnetopauseを質量が一定のままのテストリングとみなす。このテストリングは、磁場の弱い外部ではほとんどKeplar的に回転しているが半径が小さくなるにつれ、磁場でMagnetosphereの回転に引きずられてその回転速度にKeplar的回転から乗り移るであろう。このときのテストリングの回転の振舞いを図17aで示した。Diskと星が同方向回転であれば回転速度が正のままDisk Keplar的回転からMagnetosphereの回転に乗り移るだけであるが、逆回転の場合、一度、回転速度が0に成らなければならない。従って、このテストリングに働く遠心力を考慮した正味の引力の振舞いが変わってしまう。これを図16bに示した。実線は単位質量当りにかかる磁場の圧力による斥力であり、鎖線は同方向回転の場合の重力と遠心力による引力、一点鎖線は逆回転の場合の引力である。鎖線と実線との交点は質量の一定である場合には力学的に釣り合った力学的平衡点を表している。同回転の場合、その点がA点の一つでその点は安定点であるが、逆回転の場合には平衡点はB、C、D、の三つとなる。ただしBとDが安定点となりうるがC点是不安定平衡点である。

揺らぎにより、それぞれの安定点の近傍で起こる振動を励起させる。ここで計算したモデルでは、この揺らぎを引き起こすものはR-T不安定性により引き起こさ

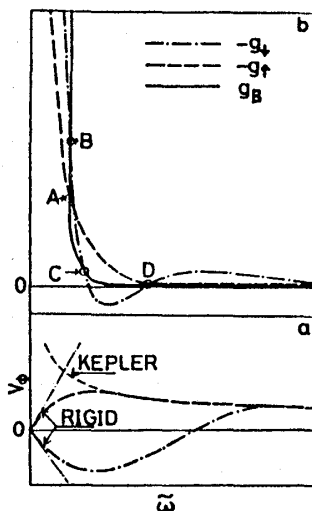


Fig. 17

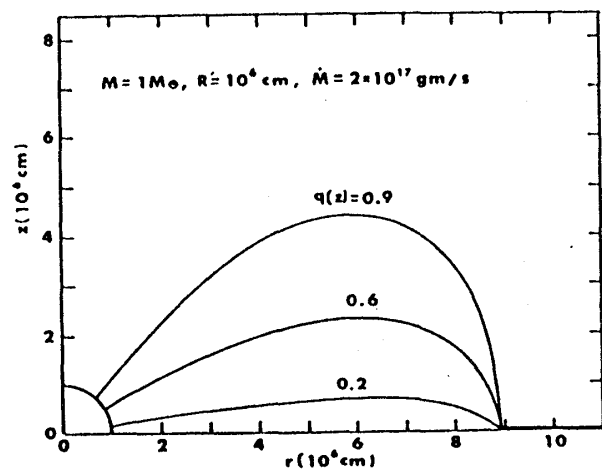


Fig. 18

れた質量の変化である。質量変化は振動を励起させるだけでなく、平衡点のずれも引き起こす。同方向回転であれば平衡点が一つしかないので平衡点のずれは基本的な系の振舞いに影響を与えない。しかしながら、逆回転の場合、このB、C、D、の平衡点が非常に近くなると、平衡点のずれは各平衡点に付随した振動の混合を引き起こすと思われる。これが逆回転の場合にカオス的振動を引き起こした原因と考えられる。

D) 観測との対応

上に述べた結果は、無次元化した方程式を解いて求めたものである。観測と対応させる為に、典型的な時間スケールとBurstのエネルギーと必要とされる中心星の磁場の強度を導入しておこう。

$$t_{dyn} = 0.2(r/10^9 \text{ cm})^{3/2} (M/M_\odot)^{-1/2} \quad (\text{sec}) \quad (45)$$

$$E_B = 2.58 \times 10^{38} (M/M_\odot)^{1/2} (r./10^6 \text{ cm})^{3/2} (m_{acc}/10^{18} \text{ g/s}) \\ \times (r/10^9 \text{ cm})^{3/2} \Delta \tau \quad (\text{erg}) \quad (46)$$

$$B_0 = 2.98 \times 10^{13} (M/M_\odot)^{1/4} (r./10^6 \text{ cm})^{-3} (m_{acc}/10^{18} \text{ g/s}) \\ \times (r/10^9 \text{ cm})^{7/2} \Delta \tau^{1/2} \quad (\text{gauss}) \quad (47)$$

ここで $\Delta \tau$ は無次元化したBurst間隔である。

この場合、系の振舞いは磁場によるMagnetopauseの角運動量の損失の時間スケールと回転の時間スケールがほぼ等しい為、 t_{dyn} は回転の時間スケールでほぼ決っている。従って t_{dyn} はMagnetopauseの平均的半径によるから、振動現象の時間スケールが t_{dyn} と見なしうるなら、観測から換算した t_{dyn} からReservoirとしてのMagnetopauseの典型的半径がわかり、さらにその半径で支える為に必要な星の磁場の強度がわかる。

観測からQ.P.Oの典型的振動数(数10Hz)を説明するには、Magnetopauseの半径が 10^8 cm になる 10^{10} G の星の表面磁場が必要である。また、Rapid BursterのBurst間隔は10sから1000sのなるので半径は 10^{10} cm 、星表面の磁場が 10^{15} G 以上なければいけないことになる。

このモデルでは回転軸と磁場双極子の軸が揃っていたが、一般には傾いている場合も有り得る。この様な場合、Magnetopauseから落下した物質は磁場に沿って

その軸上の星表面に衝突し、熱化され輻射を発生させるから、X-rayバルサーとして観測されてもよいことになる。現在の所その様な例はまだ見つかってないが、もし発見されれば、このモデルの検証になりうる。

§ 7 Nonlinear Oscillation of Radiatopause around Compact Objects

磁場と回転運動の効果を主に見てその物理的描像を明かにするのが目的であったので、§ 5で提出したモデルは輻射や熱的效果を無視していた。実際の現象においては、これらの物理過程はかなり重要になると思われる。Q.P.Oなどは§ 2に述べたように輻射が無視できない状況が絡んでいる可能性がある。中性子星近傍の物理に関わる非線形振動を引き起こす為には§ 5のモデルではMagnetopauseと呼ばれた、物質と位置(重力)エネルギーを貯めるReservoirが必要である。このReservoirを磁場以外でつくるには重力に対抗しうる斥力があれば良い。Q.P.OはEddington光度に近い天体で発見されているので、輻射がこの斥力となりうる。Reservoirを形成するのに輻射が重要な働きを担う場合のモデルを考えてみることにする。

A) 中心星からの輻射を考慮した定常Accretion

まず、これまでによく調べられてきた中心星からの輻射を考慮したAccretion Diskについてまとめておこう。中心星からのX-rayによる加熱がDiskの外部で重要になる事をはじめ、Hayakawaが指摘し(Publ. Astron. Soc. Japan., 33, 365, 1981.)、Hoshiが詳しい構造を求め(Publ. Astron. Soc. Japan., 36, 785, 1984.)、さらにInoueとHoshiが光学的に薄くなったDiskに対するX-ray照射の影響を含めて議論した(Ap.J., 322, 320, 1987.)。それによると、中心星が中性子星の場合のAccretion Diskの基本的構造は、内側から1)幾何学的に厚いトーラス(図18)、2)§ 3で求められたような光学的に厚く、幾何学的に薄いDisk、3)光学的に薄いDisk(図19)に構造が分化することが明かとなった。これらの領域の大きさはAccretion率によりその依存性が調べられており、図20にまとめられている(Inoue and Hoshi, 1987.)。

1)の領域は§ 3-B)で述べたLightman-Eardley不安定性により膨らみ球対称に近

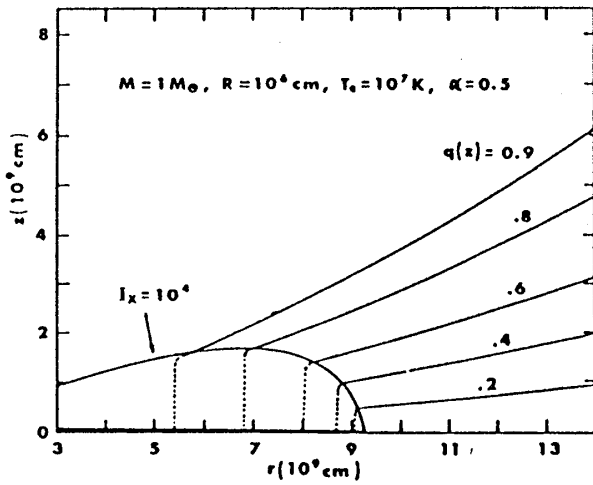


Fig. 19

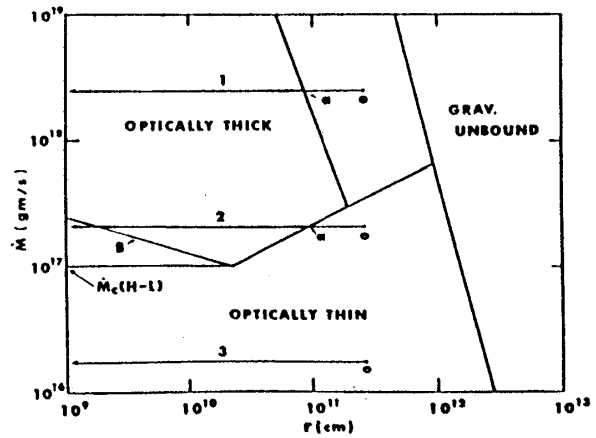


Fig. 20

い形態に成っている。中心星からの輻射の光度がEddington光度に近い場合はこの部分が熱的にだけでなく力学的にも不安定になる事が予想される。

B) Radiatopauseの非線形振動

上述した様に中性子星近傍では降り積もる物質がトーラス状に分布する。また、Accretion率がEddington限界($m_{acc} GM/r \sim L_{edd}$)に近い場合、輻射により減速された物質がある所で溜ると予想される。このReservoirをRadiatopauseと呼ぶことにする。このRadiatopauseの運動によっては§5と同様にR-T不安定性などの動力学的不安定性によりReservoirから中心星への物質のAccretionを引き起こす事が期待される。これから§5と似た非定常Accretionのモデルを考える。

図21にその概観を示した。RadiatopauseをShell状であると考え、物質の角運動量の効果が無視できるとして、球対称の問題に帰着させる。動径方向の運動方程式は、

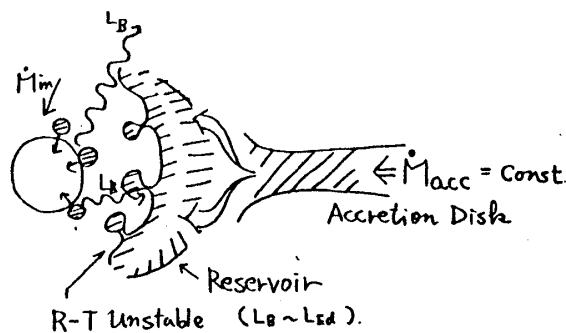


Fig. 21

$$dV/dt = -GM/r^2(1 - \beta L_B/L_{edd}) + (U_{acc} - V)m_{acc}/M \quad (48)$$

$$\beta = (1 - e^{-\tau_a})/\tau_a$$

である。ここで $L_B = m_{in} GM/r$ で中心星表面に落下した物質が解放する重力エネルギーによる輻射の光度、 τ_a は Radiatopause の光学的厚さである。あとの Notation は基本的に §6 と同様である。

Radiatopause からの質量損失が $g_{eff} = dV/dt$ が正の場合、R-T 不安定性で決っていて、負の場合は m_{acc} と $|g_{eff}|$ に比例すると仮定すると、

$$m_{in} = M/\Delta^{1/2} \cdot g_{eff}(t-t_{d1})^{1/2} \quad g_{eff}(t-t_{d1}) > 0 \quad (49a)$$

$$= |g_{eff}(t-t_{d1})|/g \cdot m_{acc} \quad g_{eff}(t-t_{d1}) < 0 \quad (49b)$$

ここで t_{d1} は Radiatopause から星表面に落下する時間、 Δ は Radiatopause の厚さである。 t_{d1} と Δ を適当に与えて、数値的に調べた結果を図 22 にしめした。まだ、 t_{d1} と Δ を適当に与えた基での結果なので、余り充分とはいえないが、やはり振動が励起されている。

数値解はこれから詳細に調べるつもりだが、これまでのところから予想できることをまとめておこう。遅延時間 t_{d1} の間、 M と r があまり変化しなく、 t_{d1} が一定とすると、(48) の常微分方程式を差分方程式にみなせる。(48) と (49) の無次元化した式を差分化すると

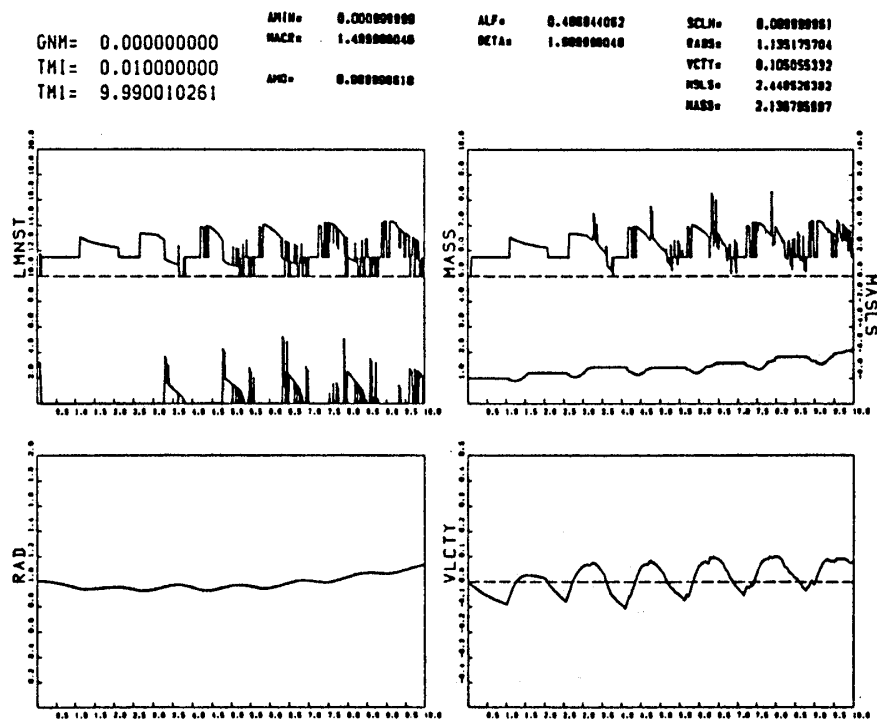


Fig. 22

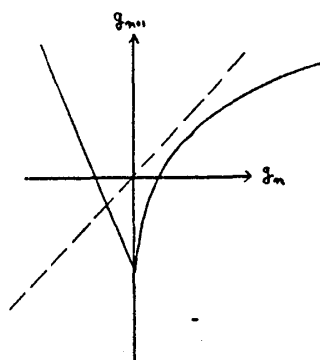


Fig. 23

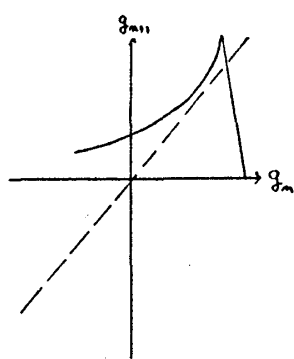


Fig. 24

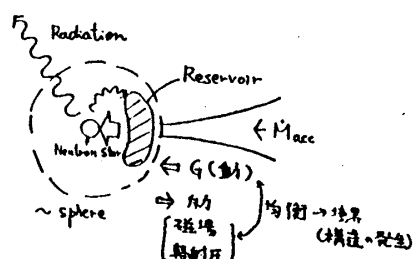
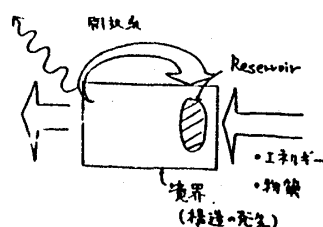


Fig. 25

$$g_{n+1} = -A(1 - m'_{i,n,n}) \quad (50a)$$

$$m'_{i,n,n} = g_n^{1/2}, \quad g_n > 0 \quad (50b)$$

$$B g_n^{1/2}, \quad g_n < 0 \quad (50c)$$

となる。(50)を(g_{n+1} , g_n)面上での写像で表すと図23のようになる。この形は間欠カオスの1/fスペクトルを説明するモデルの写像(図24)と基本的に同じである。この事から(50)から出てくるスペクトルも1/fをもつものがつくれる。これは、1/fスペクトルがQ.P.OのLFNや銀河中心核の変動に見いだされている事と考え合わせるとおもしろい。銀河系内の天体も銀河系外の天体も振動を励起させる機構が物理的に同じであるとは限らないが、(50)の様な方程式系に還元できるような意味での構造同型性を持っていることが期待できる。

§ 8 最後に

以上観てきたように、中心天体へのAccretionの過程はさまざまな変動現象を引き起こす事が明らかになった。特にQ.P.OやRapid Bursterのような、中心天体が中性子星と考えられる場合についてモデルを建てて詳しく調べた。これらのモデルは個々の物理過程の取入れ方は大きく異なるが振動を起こす構造は、似通っているところがある。つまり、振動を起こすのにReservoirが重要な働きをする事である。

§ 2で挙げた天体现象は中心天体へのAccretionの過程によりAccreteした物質が重力エネルギーを解放して輻射を放出すると考えられるが、これは散逸力学系と見なしうる。 α -Diskの様な定常モデルも散逸系である。一方、§ 6以下で導いた常微分方程式がLorentzの散逸力学系のモデル方程式と似た振舞いをする。この違いはモデルを建てるうえでReservoirというSubscaleの構造を導入するかしないかによる(図25)。このSubscaleが実体と見なしうるかの情報は、もともとの基礎となった重力、磁場、輻射過程をいれた気体力学方程式系の中に存在しているはずである。

§ 6以下の我々のモデルでは、第一近似的な力学平衡状態とその不安定性とを分離して考える近似で、本来直接、気体力学方程式系で記述されるはずのSubscaleの発生を取り込んだ事になる。一方、すべてが方程式と境界条件から決定出来るはずであるので、直接的にすべての物理過程を方程式系に取り込みそれを差分化して数値実験を行う方向もある。しかしながら、数値実験の結果は最終的には物理的解釈がなされなければならない。このとき、気体力学方程式系は無限自由度系であるから、上で述べたReservoirのようなSubscaleが発生したという定義は人間の認識過程と関わってしまうであろう。我々は、モデルを導入する事で、無限自由度力学系から少数自由度力学系にさらに§ 6では離散力学系に還元してこのような煩雑さを避けた。ある意味で我々のモデルによる研究の進め方は、流体力学の乱流発生機構の研究と似ている。

我々のモデルのReservoirというSubscaleを全体から切り放し、それ自体を取り出す事は不可能であるが我々はそれを実在していると実感する事が出来る。これは、我々の心臓を取り出すとその機能は失われるが、体内にある時はその機能を

果している事を実感しているのと似ていると言えよう。これらのSubscalesは、Accretion Diskや全身に依存しているといえる。一方、宇宙には様々な存在形態があるが超銀河団や銀河団を構成する銀河というようなSubscaleもある。このようなSubscaleはそれ自体で単独に存在しうるようである。つまり、前者のタイプのSubscaleとは性格が異なっているといえる。このことから、宇宙における天体現象や形態を理解する仕方に漠然としてはいるが二つのアプローチがあると思われる。一つは、前者の様なタイプのSubscaleからなる系の理解へは、散逸系のような最近大きく発展してきたカオス現象への少数自由度力学系や離散力学系からのアプローチが参考になると思われる。もう一つは、後者の様なタイプの系の理解については、フラクタル力学のような多自由度力学系や統計力学の新しいアプローチが考えられる。

Feynmanがその有名な教科書で述べている様に所詮(多分)宇宙の現象の多くは気体力学方程式で記述されるはずである。しかしながら、上でも触れたようにこれは無限の自由度を持っている。コンピュータの発達により、これらの非線形、非平衡現象を理解する物理は大きく発展してきた。しかし、計算結果を示しただけでは提起された問題を解決したとは言えないであろう。従って、我々が試みたようなモデルの設定、つまり情報の圧縮を行う事が必要である。しかしながら、我々のアプローチは未熟で、一部の天体現象の理解にゲリウ的に試みたに過ぎない。この情報の圧縮と、問題となる天体現象を支配している構造の分類の方法などが個別的ではなく、一般論として求めることができれば、数学におけるメタ数学(数学基礎論)や、生物学で提出された一般システム理論と同様なメタ物理、物理学基礎論の様なものができるかもしれない。それは難しい事とは思いますが新しい知の分野を切り開く可能性がありそれを期待したいと思っている。